Fisica de partículas II

Física Nuclear y Subnuclear

9 de septiembre de 2025

Conservaciones y simetrías

Conservaciones

Si pensamos en un sistema cuántico descrito por el Hamiltoniano H independiente del tiempo, tal que:

$$-i\hbar\frac{d\Psi}{dt} = \hat{H}\Psi \tag{1}$$

De su curso de cuántica recordarán como se obtiene el valor esperado de una observable y como calcular la derivada en el tiempo de esa observable. A partir de ese cálculo se obtiene la relación de conmutación con **H**. Si el operador de la observable conmuta con el Hamiltoniano sabemos que entonces que el valor esperado se conserva en el tiempo.

$$[\mathbf{H}, \mathbf{A}] = 0 \rightarrow \frac{d}{dt}\langle A\rangle = 0$$

Y por lo tanto comparten valores propios con el Hamiltoniano, es decir, la energía.

Para los casos que hemos visto, más aplicados, debemos ver como suceden estas conservaciones. Empecemos por la carga, suponemos un operador **Q** con valor propio q

$$\mathbf{Q}\Psi = q\Psi.$$

Hemos jugado un poco con el lenguaje al hablar de cantidades conservadas e invariancia de norma. Si una función de onda tiene una invariancia de norma, y es aplicada a un operador con una conservación asociada, aún haciendo el cambio de norma tenemos una conservación, pues la ecuación sigue cumpliendo la misma ecuación de Schrödinger. Por ejemplo:

$$\Psi' = e^{i\epsilon Q}\Psi,$$

aplicado en la ecuación de Schrödinger y arreglando un poco los términos se puede llegar al mismo término de conmutador para **Q** con el Hamiltoniano. Así se muestra que si el operador de carga conmuta con el Hamiltoniano, no sólo se conserva la carga, además se cumple la invariancia de norma. Es equivalente decir que se conserva la carga a que hay invariancia de norma, y es una conservación aditiva.

A diferencia de la carga la conservación del número bariónico no se puede traducir a los operadores cuánticos £cuál es el campo asociado a la conservación de bariones? El nuclear fuerte no es pues también actúa sobre mesones y estos no se conservan. Puede que esta simetría no sea tan exacta, pero al momento no se han visto indicios de su violación. Lo que sabemos es de la observación experimental.

Isospín

Si ya han revisado a consciencia las tablas de partículas notarán que el protón y el neutrón tienen ciertas similitudes, en un principio, antes de proponer que los bariones y mesones estaban conformados de cuarks se considero que si pudieramos apagar la interacción electromagnética el protón y el neutrón serían indistinguibles. Esto es equivalente a decir que la interacción fuerte es independiente de la carga.

Por ello, a semejanza del espín que si no se ponen las partículas en un campo magnético no es posible ver la diferencia en proyecciónes, se supuso que si no se ponían los hadrones (bariones y mesones por igual) en un campo eléctrico no se vería la diferencia entre protón y neutrón, entre π^+, π^- y π^0, entre K^+ y K^0, así como otras partículas con el mismo símbolo y distinto signo.

En la tabla se listan las partículas, su valor de isospín y su proyección.

Partícula	I	I_3
p	$1/2$	$1/2$
n	$1/2$	$-1/2$
π^+	1	1
π^0	1	0
π^-	1	-1
K^+	$1/2$	$1/2$
K^0	$1/2$	$-1/2$
Σ^+	1	1
Σ^0	1	0
Σ^-	1	-1

Cuadro 1: Valores de isoespín y su proyección para hadrones

El isospín, una simetría aproximada, se conserva sólo en interacciones fuertes, que es en el marco que se considera que existe. Lo relevante del hecho es que deja de manifiesto que la interacción fuerte es independiente del sabor de los cuarks.

Si en el protón intercambio un cuark u por un d, vemos que tenemos el neutrón, la masa casi no cambia (el hecho de que cambia un poco hace la simetría aproximada)

Relación Gell-Mann-Nishima

£Cómo se relacionan los números cuánticos de hadrones con su carga?

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} = I_3 + \frac{B-S}{2}, \tag{2}$$

donde Y es la hipercarga fuerte, que es la resta del número bariónico menos la extrañeza[1].

De esa relación y con los valores de las cargas de los cuarks se puede obtener también el valor de I_3 de la forma:

$$I_3 = \frac{1}{2}(N_u - N_d) \tag{3}$$

Resonancias

Enrico Fermi es recordado como uno de los experimentales que le dieron forma a la física nuclear y física de partículas experimental. A él y su equipo también se debe el estudio de las resonancias hadrónicas, similar a los estados excitados atómicos y los estados excitados nucleares (que pronto veremos) los hadrones pueden tener estados excitados de corta duración ($\sim 10^{-23} sec.$).

En particular el equipo de Fermi encontró la resonancia $\Delta(1234)$ que es un estado excitado de una colisión $\pi - N$ (pión-nucleón), iniciando la metodología para el estudio de las resonancias hadrónicas, los estudios de *formación* o *canal-s*. Se inducen colisiones de piones con nucleones y la energía se va aumentando viendo distintos resultados (la s se refiere a la energía en el sistema centro de masa).

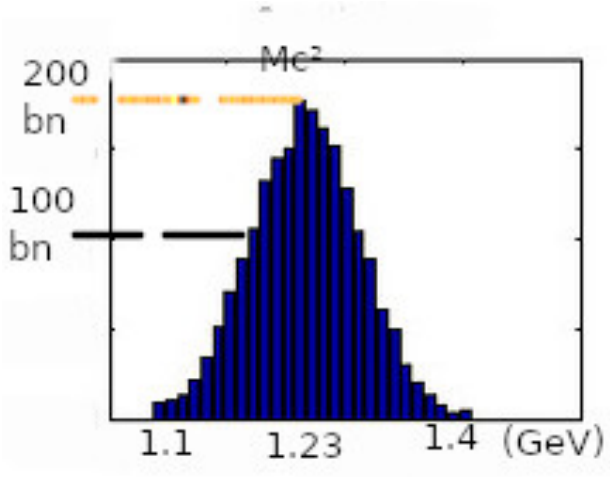


Figura 1: Esquema de la sección eficaz de las colisiones $\pi - N$ a bajas energías. Imagen adaptada de: "case3b" por Samuel Foucher con licencia CC BY-SA 2.0

En la figura 1 se muestra como cambia la sección eficaz total del nucleón bombardeado por piones respecto a al energía de centro de masa. La distribución

[1]Si revisan el libro de Das y Ferbel veran que la hipercarga la define como la suma del número barónico y la extrañeza, eso se debe a que tomo el valor de extrañeza como se le había asociado históricamente, -1 si contenía el cuark s y 1 si contenía el cuark $\bar{s}$, nosotros tomamos la convención contraria. Pero además Si revisan el libro de Martin y Shaw, también toma en cuenta el encanto, la *bottomnes* y la *topnes*, que no sé como se diga, pero nosotros nos quedamos hasta extrañeza.

es una lorentziana[2]. En la figura se asemeja a una gausiana, sólo recuerden que realmente es una lorentzina (o distribución de Cauchy).

Esta distribución asocia una incertidumbre en la determinación de la masa de la partícula que aparece, eso quiere decir que la partícula tiene un tiempo de vida media muy corto, dado por el FWHM (*Full Width at Half Maximum*, el ancho de la distribución a la mitad de su máxima altura), $\Gamma_\Delta c^2$ de la siguiente forma:

$$\tau_\Delta \approx \frac{\hbar}{\Gamma_\Delta c^2} \approx \frac{6{,}6 \times 10^{-22} MeV - sec}{100 MeV} \approx 10^{-23} segundos \tag{4}$$

Otra resonancia es el mesón ρ^0 ($u, \bar{u}$ o $d, \bar{d}$), a diferencia del caso pasado se descubrió en experimento rico en producción de piones, por ejemplo en la siguiente interacción:

$$\pi^- + p \to \pi^+ + \pi^- + n \tag{5}$$

Que tiene un paso intermedio en el que produce la ρ^0 (como esta última es una resonancia tiene un tiempo de vida media corto, si no se toma la medida en el tiempo preciso no se ve la partícula y esta a su vez decae en piones, teniendo como resultado lo que se ve en 5), ese paso intermedio se ve:

$$\pi^- + p \to \rho^0 + n$$
$$\text{después } \rho^0 \to \pi^+ + \pi^-$$

Este decaimiento intermedio provoca que el par $\pi^+ - \pi^-$ mantengan una correlación, con respecto a su energía y momento, que deben ser derivados de la conservación de los mismos del ρ^0. Es aquí, al ver esas características de correlación, que se sabe que hay una partícula intermedia, una resonancia.

¿Porqué la distribución de la sección eficaz tiene esa forma? Quizá esto se les haga conocido de un estado cuántico en decaimiento.

$$\psi \propto e^{\frac{ic^2}{\hbar}(M_0 - i\frac{\Gamma}{2})t}, t > 0,$$

donde se ditingue el tiempo de vida media del decaimiento exponencial dado por:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma c^2}. \tag{6}$$

1. Transformaciones discontinuas

1.1. Paridad

La simetría por paridad se entiende mejor como la simetría por reflexión, se tomó como un hecho obvio que los fenómenos físicos se mantenían inmutables si se reflejaba el sistema como en un espejo. Pero era una suposición sin fundamento.

[2]Una lorentziana se parece a una gaussiana pero de cola más larga, sin llegar a una distribución de Landau

En 1956 Lee y Yang mostraron que no había evidencia experimental de la conservación de la paridad en interacciones débiles, aunque sí en interacciones electromagnéticas y fuertes.

Los vectores polares cambian de signo bajo la operación de paridad:

$$\mathbf{P}(x, y, z) = (-x, -y, -z),$$

pero los vectores axiales quedan igual

$$\mathbf{P}(\vec{u} \times \vec{v}) = \vec{u} \times \vec{v}.$$

Regresando al formalismo de la mecánica cuántica, al aplicar la paridad sobre la función de onda que describe a un sistema:

$$\mathbf{P}\Psi(x) = \Psi(-x)$$

De ahí se puede ver que al aplicarse dos veces se regresa a la función de onda original, es decir $\mathbf{P}^2 = \mathbf{I}$.

Asumiendo que la paridad es invariante

$$[\mathbf{H}, \mathbf{P}] = 0,$$

Esto implicaría que tanto el estado definido por $\Psi(x)$ como por $\mathbf{P}\Psi(x)$ tiene el mismo valor propio, ya que al conmutar no importa el orden de aplicación del Hamiltoniano y el operador paridad, dando en ambos casos el mismo valor propio referente a la energía. En ese caso el estado con ese valor propio de Hamiltoniano estaría degenerado, o ambas funciones de onda representan al mismo estado para evitar la degeneración. En el segundo caso, entonces los estados deberían ser proporcionales

$$\mathbf{\Psi}(\mathbf{x}) = \eta_P \Psi(x),$$

donde podemos identificar η_P con el valor propio del operador $\mathbf{P}$. Si aplicar este operador dos veces nos lleva a la identidad, entonces la única opción es que $\eta_P = \pm 1$.

Decimos que la función de onda tiene una paridad par si tiene $\eta_p = +1$, e impar si $\eta_p = -1$.

$$\eta_p(\text{estado incial}) = \eta_p(a)\eta_p(b)\eta_p(\text{movimieno relativo})$$
$$\text{función de onda } \eta_p(\text{estado incial}) = \eta_p(a)\eta_p(b)(-1)^{\ell} \tag{7}$$

Para asociar una paridad a cada partícula elemental debemos partir de un valor base. Demos al protón una paridad intrínseca positiva, $\eta_p = +1$ y de ahí partamos para definir el resto.

Empecemos por el caso de la captura de un π^- por un deuterio

$$d + \pi^- \to n + n$$

Para revisar la conservación de la paridad, ya que es una conservación multiplicativa, debemos ver que hay de cada lado, como se muestra a continuación:

$$\eta_P(d)\eta_p(\pi^-)(1)^{\ell} = \eta_P(n)\eta_P(n)(1)^{\ell'}$$

Haciendo el análisis, que no haré aquí, se llega a dos posibilidades, o que ambos neutrón y protón tienen la misma paridad, o son los protones y los piones negativos los que tienen la misma paridad. Pero si ya emparentamos tanto al neutrón y el protón por medio del isoespín, que mejor que seguirlo haciendo, asignándoles la misma paridad, entonces la paridad de neutrón también es par. Por ende, la del pión negativo es impar, lo que lo convierte en un mesón *pseudoescalar*.

De esta forma se puede continuar determinando las paridades de las demás partículas, tomando en cuenta que por las características de las conservaciones aditivas no es posible determinar la paridad de sistemas con partículas de carga distinta.

Partícula	Paridad
p	$+$
n	$+$
π^-	$-$
γ	$-$
$W^\pm$	$-$
Z	$-$
Λ	$+$

Cuadro 2: Tabla de algunas partículas y sus paridades intrínsecas asociadas

Pero hasta aquí hemos hecho todo con la mecánica cuántica que ya vieron en sus cursos pasados, pero al agregar la parte relativista la cosa cambia. Si recuerdan en la ecuación de Dirac obtenemos como ecuación de onda un espinos, que incluye las funciones de onda para partículas y anti partículas.

Resulta que para estas funciones de onda en leptones (que el espinor incluye su respectivo antilepton), la ecuación de Dirac es compatible con la invariancia de paridad sólo si

$$\mathbf{P}_{e^-}\mathbf{P}_{e^+} = -1 \tag{8}$$

leptones y antileptones deben tener paridad contraria, lo mismo para todos los fermiones.

£Se comprueba esto experimentalmente? Sí, a través del positronio

$$e^- + e^+ \to \gamma + \gamma, \tag{9}$$

donde su estado base es el que tiene $\ell = 0$, por lo que su paridad es el producto de las paridades de cada partícula. Si la paridad se conserva, debe ser la misma del sistema de fotones, que sería $\mathbf{P}_f = \mathbf{P}_\gamma^2(-1)^{\ell_\gamma}$.

El cuadrado de la paridad del fotón siempre dará 1, para determinar la paridad del estado final se debe determinar el momento angular del sistema de fotones. Eso se logra estudiando la polarización de los fotones de salida. Y el experimento constata lo visto, pero...

1.2. Conjugación de carga

Partimos de la idea que dio origen a nuestro conocimiento de las antipartículas, la ecuación de Dirac. De acuerdo a ella existe la posibilidad de partículas que

viajan en dirección contraria en el tiempo. Para no ponernos muy estilo ciencia ficción lo que identificamos con esa dirección inversa del tiempo son las antipartículas. Pero si hubiera una manera de cambiar partículas por antipartículas £las conservaciones, la física, sería la misma?

Para convertir una partícula a una antipartícula no basta con conjugar la carga, hay otros números cuánticos, sobre todo aditivos, que deben ser cambiados. Si una partícula es representada por el *ket* $|q_{gen}\rangle$, la operación conjugación podría representarse de la siguiente manera:

$$\mathbf{C}\,|q_{gen}\rangle = |-q_{gen}\rangle\,,$$

es decir, los signos de los números cuánticos aditivos internos son cambiados (carga, número leptónico por familia, número bariónico, etc.) pero el momento y el espín no cambian.

Este operador de conjugación se comporta similar al de paridad, si es aplicado dos veces se regresa a la partícula original (la antipartícula de la antipartícula es la partícula), es decir $\mathbf{C}^2 = \mathbf{I}$. Si ese es el caso cuál serìa el valor esperado. Pues si es una invariante, entonces el operador $\mathbf{C}$ debe conmutar con el operador $\mathbf{Q}$, y de ser así compartirían el valor propio q. Pero resulta que no conmutan, no hay invariancia en la conjugación salvo los casos de partículas o sistemas de partículas completamente neutros (no sólo de carga, de todos sus números cuánticos aditivos).

Pero aún en esos casos, en interacción débil se rompe la invariancia. Un caso emblemático son el neutrino y antineutrino que tienen distinta helicidad, de ser invariante la conjugación deberían tener la misma.

1.3. Inversión del tiempo

La operación de inversión de tiempo funcionaría como:

$$\begin{aligned} t &\xrightarrow{\mathbf{T}} -t \\ \vec{x} &\xrightarrow{\mathbf{T}} \vec{x} \\ \vec{p} &\xrightarrow{\mathbf{T}} -\vec{p} \\ \vec{J} &\xrightarrow{\mathbf{T}} -\vec{J} \end{aligned}$$

En mecánica clásica y electrodinámica clásica las ecuaciones son invariantes. El Hamiltoniano cuántico es invariante siempre y cuando consideremos que la inversión de tiempo produce que la función de onda se convierta en su complejo conjugado. Pero no puede haber valores propios.

2. Interacciones y violaciones

Interacción electromagnética

La ventaja de la interacción electromagnética en el estudio de las partículas subatómicas es que podemos hacer aproximaciones clásicas, la teoría electromagnética es una ya muy estudiada y cuya estructura sirve de modelo a las otras dos fuerzas fundamentales que tratamos.

En este punto el estudio cuántico es a partir de teoría de perturbaciones, no nos detendremos en eso pues seguro recuerdan sus cursos de cuántica.

Para hacer un tratamiento riguroso del tema a esta altura se nos complica, podemos hacer el análisis cuántico como ya hemos mencionado, pero al tratar con fotones y partículas energéticas estamos en los terrenos relativistas, lo que requiere agregar una complicación a las ecuaciones, y es que se llega a la elctrodinámica cuántica, muy lejos de los fines introductorios de este curso.

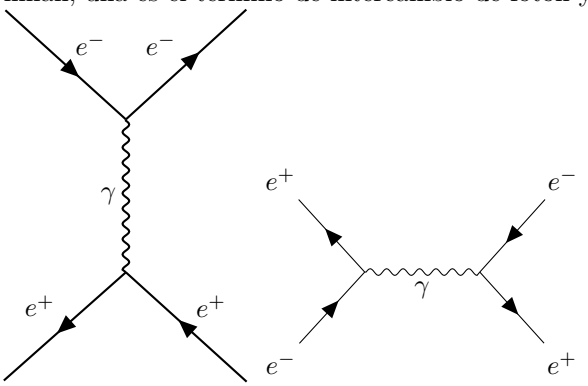
Con toda la cinemática de las partículas cargadas además podemos hacer estudios de radiación multipolar, sepan que existe.

Dispersión electromagnética de leptones

La dispersión de Møller es la dispersión de un electrón por un electrón, la dispersión de Bhabha es la de un electrón por un positrón:

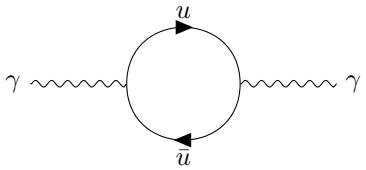
$$e^- + e^- \to e^- + e^-$$
$$e^- + e^+ \to e^- + e^+$$

Ambos son procesos puramente electromagnéticos, no hay decaimientos ni cambios de sabor. Para el segundo caso hay dos posibilidades de diagramas de Feynman, una es el término de intercambio de fotón y otro el de aniquilación.



Interacciones fotón-hadrón y mesones mediadores

£Puede suceder que un fotón decaiga en un par hadrón anti-hadrón, tal como lo hace con los leptones?



Sakurai propuso en 1960 que esos dos hadrones deberían estar fuertemente acoplados y formar un mesón vectorial, así el fotón se convertiría en un mesón vectorial.

Estos mesones son ρ^0, ω^0 y ϕ^0.

En estas interacciones debe conservarse extrañeza, paridad y conjugación.

Interacción débil

Interacción electrodébil también, pues pueden unificarse ambas fuerzas fundamentales. A bajas energías pueden verse como separadas, pero a altas energías deben verse como una sola.

Regresemos un poco en la historia: de los decaimientos nucleares conocemos tres tipos de partículas emitidas, α, β y γ. El estudio posterior nos dijo que los rayos β son electrones, los α núcleos de helio y los γ fotones de muy alta energía. Pero si son interacciones nucleares ¿cómo es que salen electrones y fotones del núcleo? Un núcleo más ligero, como es el del helio, podría salir de una recombinación de protones y neutrones, pero no así un electrón y un fotón. Además de otro hecho extraño, el espectro de energías de los electrones que salían de los núcleos no está cuantizado.

Los decaimientos β^- y β^+ se ven de la siguiente manera:

$$n \to p + e^- + \bar{\nu_e}, \tag{10}$$

$$p \to n + e^+ + \nu_e, \tag{11}$$

el primero ya es un conocido de tiempo atrás, pero seguro el segundo si revisan pareciera que no es posible, **¡pero sí es posible!**. Ya saben, incertidumbre de Heisenberg y la posibilidad de la violación de la energía por un instante debido a cambios en la energía de enlace dentro del núcleo.

Aquí es donde entra la interacción débil.

Pauli propuso la existencia de partículas neutras de masa cercana a cero, Fermi tomó las ideas para explicar que el espectro de energías de electrones derivados de decaimientos nucleares es continuo. Esto se debe a que en toda interacción nuclear donde aparezca un electrón debe salir acompañado de un neutrino (ahora sabemos que es el anti neutrino del electrón), entre los dos se dividen la energía de tal forma que aparece continua para el electrón. El neutrino en el momento fue una conjetura teórica, pues por su carga cero y su masa casi nula era indetectable, hoy en día sabemos de su existencia experimental.

Tengan muy presente los anteriores decaimientos, va a ser muy útiles en la sección de física nuclear, ahí fue donde se descubrió la interacción débil y es sumamente útil.

¿Cómo detectamos los neutrinos si no tienen carga y casi no tienen masa? Por medio de los procesos inversos, decaimientos β inversos

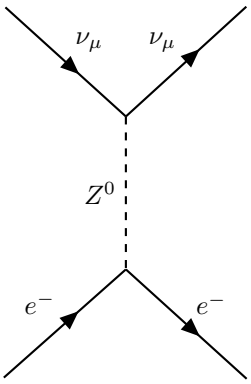
$$\nu_e + n \to p + e^-, \tag{12}$$

$$\bar{\nu_e} + p \to n + e^+, \tag{13}$$

Pero las secciones eficaces de estas interacciones son pequeñísimas, se requieren flujos muy grandes para detectarlos.

£Qué pasa con Z^0?

El bosón de norma Z^0 recibe el nombre de corrientes neutras débiles, se descubrió en el CERN al estudiar la dispersión elástica de neutrinos y antineutrinos



Es el diagrama de Feynman de la interación

$$\nu_\mu + e^- \to \nu_\mu + e^-$$

Este tipo de interacción no sería posible por medio de un fotón, pues el neutrino no es cargado, y tampoco por medio del bosón $W^\pm$, pues violaría conservación de carga.

Procesos leptónicos

Sólo incluyen leptones, suelen ser los procesos débiles más comunes, como el decaimiento de los leptones μ y τ, así como las recien vistas dispersiones elásticas de neutrinos con electrones, muones o tauones.

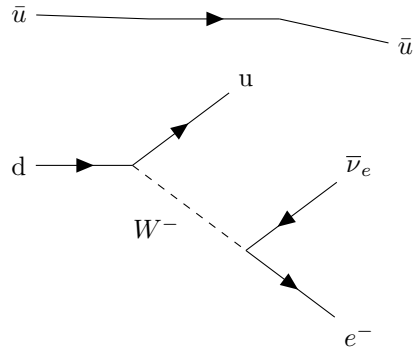
$$\mu^+ \to \bar{\nu_\mu} + e^+ + \nu_e$$

$$\nu_\tau + e^- \to \nu_\tau + e^-$$

Procesos semileptónicos

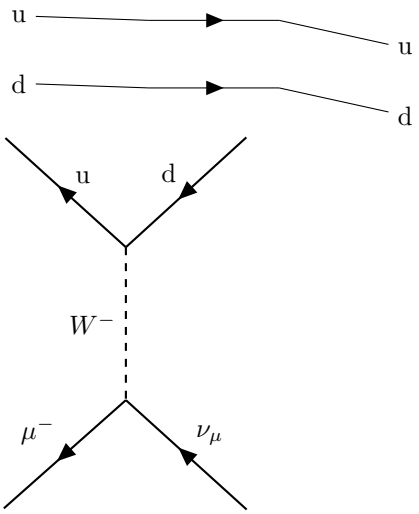
Los procesos semileptónicos son aquellos en los que tenemos cambio de sabor de cuarks, corrientes hadrónicas, y leptones resultantes, corrientes leptónicas. Algunos ejemplos:

$$\underset{\bar{u}d}{\pi^-} \to \underset{u\bar{u}}{\pi^0} + e^- + \bar{\nu_e} \tag{14}$$



Estos decaimientos semileptónicos suceden en energías muy bajas, como ya les he mencionado en las notas pasadas o si no al menos en clase la fuerza nuclear débil es la de menor magnitud, y por ello es la menos probable. Pero si queremos hacer un estudio experimental es importante hacer el estudio en el mayor rango de energías £cuáles serían los procesos semileptónicos de mayor energía? Serían las reacciones semileptónicas inducidas por neutrinos, por ejemplo:

$$\nu_\mu + \underset{udd}{n} \to \mu^- + \underset{uud}{p} \tag{15}$$



También los procesos semileptónicos con corrientes neutras son posibles:

$$\nu_\mu + p \to \nu_\mu + p \tag{16}$$

Pero los procesos con Z^0 no pueden cambiar extrañeza, nunca se han visto procesos del tipo: $\Lambda^0 \to n + e^+ + e^-$.

Procesos hadrónicos

Ya hemos visto algunos:

$$\begin{aligned} K^+ &\to \pi^+ + \pi^0 \\ &\to \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \\ &\to \pi^+ + \pi^0 + \pi^0. \end{aligned}$$

La mayoría de procesos hadrónicos de la interacción débil implican que la extrañeza cambia en una unidad, es una violación posible, pero lo extraño es que no se han visto interacciones hadrónicas donde la extrañeza no cambie. No es que sea obligatorio violar extrañeza en procesos débiles, pero los procesos que conservan extrañeza suceden por canales más probables, por fuerzas de mayor magnitud, procesos nucleares fuertes o electromagnéticos.

Violaciones

Los decaimientos débiles son importantes para la producción de leptones, por ejemplo para producir un muón podemos partir de un tau por un decaimiento débil, claro que el tau es una partícula aún más rara. Otro canal importante para la producción de muones es el decaimiento de piones cargado, por ejemplo:

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \tag{17}$$

Imaginando que el π^+ se queda detenido y entonces decae, es de esperar que el momento del μ^+ y de ν_μ sea contrario con respecto al centro de masa, al igual que su momento angular. Pero eso no pasa, hay violación de paridad.

Imaginemos un operador $\mathbf{P}$ que lo que hace es reflejar un vector con respecto a una coordenada, como si reflejaramos en un espejo el vector. Así si tengo los vectores $\overrightarrow{r}$ y $\overrightarrow{p}$ apuntando de izquierda a derecha, al reflejarlos por medio del operador $\mathbf{P}$ apuntarían de derecha a izquierda, es decir:

$$\mathbf{P}(\overrightarrow{r}) = -\overrightarrow{r}$$
$$\mathbf{P}(\overrightarrow{p}) = -\overrightarrow{p}$$

Pero si queremos sacar la proyección del vector $\overrightarrow{L} = \overrightarrow{r} \times \overrightarrow{p}$ esperariamos tambien un vector en dirección completa contraria, pero si lo hacemos de la forma:

$$\mathbf{P}(\overrightarrow{L}) = \mathbf{P}(\overrightarrow{r}) \times \mathbf{P}(\overrightarrow{p}) = (-\overrightarrow{r}) \times (-\overrightarrow{p}) = (\overrightarrow{r}) \times (\overrightarrow{p}) = \overrightarrow{L} \tag{18}$$

Es decir que el vector $\overrightarrow{L}$ no se ve alterado por el operador paridad, podemos hablar de una paridad par o positiva, y una paridad impar o negativa.

$$\mathbf{P}\square = +\square \text{ paridad positiva o par}$$
$$\mathbf{P}\square = -\square \text{ paridad negativa o impar}$$

£Podemos sociar una paridad intrínseca a las partículas subatómicas? Sí, ya como habrán visto en cuántica las funciones de onda tienen paridades asociadas y como una partículas puede definirse por una función de onda, entonces se le puede asociar una paridad.

Primero partimos de una propiedad para sistemas de más de una partícula $a + b \to c + d$

$$\mathbf{P}\,|\text{estado inicial}\rangle = \mathbf{P}(|a\rangle)\mathbf{P}(|b\rangle)\mathbf{P}(|\text{movimiento relativo}\rangle) \tag{19}$$

Dado que el operador paridad tiene un valor propio e ± 1, que llamaremos η_p, la expresión 19 se convierte en:

$$\eta_p(\text{estado incial}) = \eta_p(a)\eta_p(b)\eta_p(\text{movimieno relativo})$$
$$\text{función de onda } \eta_p(\text{estado incial}) = \eta_p(a)\eta_p(b)(-1)^\ell \tag{20}$$

Partimos de definir la paridad del protón como positiva y de ahí vamos viendo que sale para cada partícula usando la relación 20 y su relación con algunos

núcleos característicos. Como no deseo adelantarme a la parte de nuclear no veremos esto a detalle si no hasta ese momento.

La paridad del neutrón también queda positiva y la del π^- se hace negativa, por lo que llamamos a esta partícula un pseudo escalar, lo mismo que el π^0 y π^+.

Para bosones y fermiones tiene distintas características la paridad. La paridad de bosones y antibosones es la misma, pero la paridad cambia para antifermiones.

En los decaimientos débiles existe violación de paridad.

De igual forma la extrañeza en intreacciones débiles se viola, puede cambiar en ± 1.

2.0.1. Decaiminetos débiles en cuarks

Si recuerdan la tabla de cuarks están distribuidos de acuerdo a su familia y a su masa, yendo del más ligero, arriba a la izquierda, al más pesado, abajo a la derecha. Este acomodo nos ayuda a vislumbrar los posibles decaimientos, en una misma familia siempre es de abajo hacia arriba, y de una familia a otra siempre es en diagonal, de abajo hacia la izquierda, así el d puede decaer a u, el s puede decaer a c o a u y el b puede decaer a t, c o u.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \tag{21}$$

Otra forma de escribir estas posibilidades de decaimiento es poner una combinación de estados de los cuarks inferiores:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}. \tag{22}$$

Donde los estados primados estarán dados por la matriz de mezcla *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa*, que muestra que los cuarks primados son combinaciones lineales de los cuarks originales:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{23}$$

2.0.2. Neutrinos masivos

Para fines prácticos en los diagramas de Feynman hemos tratado a los neutrinos prácticamente sin masa, pero hay limites, que han ido aumentando, por debajo de los cuales es posible encontrar la masa de los neutrinos. Diversos experimentos han detectado distintas razones de neutrinos, ello llevó a considerar que los neutrinos sufren oscilaciones (comprobado por Superkamiokande en neutrinos atmosféricos y por SNO para neutrinos solares).

Suponemos la existencia de tres neutrinos de masas establecidas, ν_1, ν_2 y ν_3 con m_1, m_2 y m_3 respectivamente. Los neutrinos que conocemos que aparecen de los decaimientos débiles son combinaciones lineales de estos tres neutrinos de masa fija.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{e1} & V_{e2} & V_{e3} \\ V_{\mu 1} & V_{\mu 2} & V_{\mu 3} \\ V_{\tau 1} & V_{\tau 2} & V_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \tag{24}$$

No se confunda con la matriz de los cuarks, aunque se parece mucho está es la matriz Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata.

Para ver que sucede con esto podemos recordar que esto es parecido a una rotación con respecto a los estado de masa, si lo reducimos a sólo dos neutrinos los valore V_{ln} los podemos ejemplificar por su parecido con una rotación respecto a un ángulo θ_{ln}, por lo qe quedaría:

$$\begin{aligned}\nu_e =& cos\theta_{12}\nu_1 + sen\theta_{12}\nu_2\\ \nu_\mu =& - sen\theta_{12}\nu_1 + cos\theta_{12}\nu_2\end{aligned}$$

Si además le agregamos la evolución temporal, tenemos:

$$|\nu_e(t)\rangle = e^{-iE_1t/\hbar}cos\theta_{12}\nu_1 + e^{-iE_2t/\hbar}sen\theta_{12}\nu_2 \tag{25}$$

La probabilidad de encontrar un ν_μ en un tiempo t sería

$$\mathbb{P}_{\nu_\mu}(t) = |\langle\nu_\mu|\,|\nu_e\rangle\,(t)|^2 = sen^2\theta_{12}sen^2\left[\frac{1}{2}\frac{(E_1-E_2)t}{\hbar}\right] \tag{26}$$

Neutrinos de Majorana o Dirac

Empezaremos con algunos que yo creo pueden parecer escandalosos, exagero pero es para ponerle emoción al tema. Iniciamos un poco el tema hablando de la ecuación de Dirac, la ampliación relativista a la ecuación de Schrödinger que además posibilita que se pueden definir ecuaciones de onda bien portadas. Derivado de ella vimos que aparecen las antipartículas. Y parece que todas las partículas de las que hemos hablado cumplen con esta ecuación, pero resulta que no existe ninguna prueba experimental de que los neutrinos respondan a esta ecuación.

En 1937 E. Majorana propuso una nueva ecuación de onda que si puede describir a los neutrinos, con la diferencia de que neutrino y antineutrino son indistinguibles.

Este poroblema con la ecuación de Dirac se traduce a que las masas de los neutrinos aún no pueden entrar en el modelo estándar, no se entiende la razón de que tengan masas tan pequeñas respecto a las demás partículas elementales. Se propone por un lado la exitencia de un neutrino más masivo derivado de una teoría de gran unificación, en ese esquema las masas de los neutrinos del muón y tau son una razon de la masa de un leptón o el bosósn $W^\pm$ sobre la masa de ese neutrino masivo. Pero para que eso suceda se require que los neutrinos sean sus propias anti partículas, es decir, que sean neutrinos de Majorana.

Lo que tenemos ahora, donde los neutrinos son distinguibles de sus antipartículas, son los neutrinos de Dirac.

Si experimentalmente pudieramos ver un doble decaimiento beta entonces se comprobaría que los neutrinos son de Majorana.

Interacción fuerte

A la manera de la electrodinámica cuántica (QED) se ha desarrollado una teoría para explicar las interaccions fuertes: la cromodinámica cuántica (QCD).

No es que los cuarks estén relacionados con las propiedades ópticas de los materiales, si no que por la peculiaridad de ser una fuerza en la que existen tres cargas, y para llegar a un equlibrio deben estar las tres cargas juntas, se imaginó una similitud con los tres colores básicos que al juntarse dan el color blanco.

De esta forma las cargas de color son r, g y b (*red, green y blue* en inglés). £'Porqué tres cargas? Pensemos el caso de un barión, es una partícula compuesta y sus cuarks están en un estado de equilibrio por lo regular (recordemos que hay resonancias y esas no son un estado de equilibrio), como están formadas por tres cuarks cada cuark debe tener una carga, uno tendrá carga r, otro carga g y el tercero carga b ¿Cuál tiene que carga? Cualquiera, con que se tengan las tres cargas, entonces el cuark u puede venir en tres presentaciones extras, que corresponden a cada carga.

De acuerdo, en un barion cada cuark tiene una carga distinta de color, así los tres cuarks forman el estado neutro de carga de color £'y los mesones? Ahí sólo hay dos cuarks y deben formar un estado neutro por esto de los estados estables. Lo que sucede ahí es que en un mesón el cuark posee una carga de color, digamos g, y el anti cuark tiene una carga $\bar{g}$. Entonces hay carga de color y anti-carga de color, de esta forma con dos cuarks se puede llegar al estado neutro.

El fotón no posee carga eléctrica, el gluón por el contrario sí tiene carga de color, tiene una carga bicolor de color y anti-color, por ejemplo $r\bar{b}$ o $\bar{g}r$. Esto implica que la teoría de la cromodinámica cuántica sea no Abeliana (no conmutativa). Dado que los gluones tienen carga entonces pueden interactuar gluones con gluones, esto hace que la teoría sea no lineal y la imposibilidad de gluones libres.

Que el gluón sea cargado provoca que en las interacciones fuertes haya cambio de color entre cuarks y gluones (nunca cambio de sabor). El confinamiento de color provoca que ninguna partícula con carga de color pueda existir libremente, es decir, los cuarks y gluones no pueden existir libres, deben estar confinados en un hadrón sin color.

Experimentalmente nunca se han visto partículas del tipo cuark-cuark o cuark-cuark-anticuark, por ello sabemos que sólo existen hadrondes de color neutro. Nos hace pensar que las fuerza es atractiva para estados sin color y repulsiva en estados con color.

Cuarks

Al analizar las anomalías en los momentos magnéticos de protones y neutrones se pensó que tenían una estructura interna, para explicar este fenómeno se propuso (Gell-Mann y Zweig en 1964) la composición de cuarks de los hadrones. A finales de la decada de los sesentas, en el $SLAC$[3], al estudiar la dispersión de electrones en núcleos ligeros aparecieron espectros que se podían explicar si protones y neutrones estaban formados por partículas con cargas de $-e/3$ y $2e/3$ (Frieman, Kendall y Taylor). Se dedujo la existencia de partículas puntuales, llamadas cuarks o partones.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \tag{27}$$

[3] *Stanford Linear Accelerator Center*, ahora Laboratorio Nacional de Aceleradores en los Estados Unidos

Podemos considerar un núnero bariónico de $1/3$ para todos los cuarks, y $-1/3$ para anticuarks. Las cargas son de $+2e/3$ para u, c y t, de $-e/3$ para d, s y b. Esta carga fraccionaria se descubrió experimentalmente.

Para detectarlos experimentalmente se hace uso de la interacción entre electrones que produce hadrones, en un primer paso:

$$e^- + e \to q + \bar{q},$$

que por conservación del momento ambos cuarks viajan en dirección contraria, considerando que el choque entre electrones es casi frontal. Ambos cuarks al viajar irradian un gluón que decae en un par cuark-anticuark, que a su vez van irradiando gluones y creando más pares, dependiendo de la energía. Estos gluones van formando hadrones, que salen con momentos alrededor de los $0{,}5 - 1GeV/c$ (momento transverso, en la componente del movimiento original de los leptones iniciales es mucho menor).

En ese caso el ángulo de apertura de los hadrones estaría en el orden de:

$$\frac{p_T}{p} \approx \frac{0{,}5}{\sqrt{s}/2} = \frac{1}{\sqrt{s}} \tag{28}$$

Mesones

Los cuarks son fermiones puntuales, para formar un mesón deben estar en tal acomodo que sus espínes se acoplen.

Si en este punto hemos visto que con el cuark s se forman nuevas partículas, el tener los cuarks c, t y b abren un abanico más amplio. Por ejemplo en 1974 se descubrió el mesón de corriente neutra $J/\phi = c\bar{c}$ (Ting y Richter).

Bariones

Por otra parte los bariones al ser fermiones requieren ser formados por un número impar de cuarks, las propiedades se ajustan a que baste con tres cuarks en su composición.

Ya hemos visto algunos ejemplos, sólo faltaría mencionar que de asignarle un número bariónico a cada cuark sería como hemos mencionado antes fraccionario y de signo contrario para anti-cuarks, pero esto es un derivado de asociar número bariónico a la partícula conjunta.

Necesidad de color

Hay un barión muy peculiar, el Δ^{++}, no tiene extrañeza asociada (no tiene un cuark s en su constitución), su carga es de $2e$ y su espín de $3/2$. Estas propiedades se pueden ver ya que está constituido como:

$$\Delta^{++} = uuu.$$

En el estado base los espines de los tres cuarks pueden apuntar todos hacia arriba, por ello su espín total es de $3/2$, pero eso nos trae un problema. Eso nos daría una función de onda para el barión, representando a tres partículas idénticas, simétrica (si cambiamos el orden de las partículas no cambiaría la función de onda). Eso no puede ser, los bariones son fermiones y no pueden tener funciones de onda simétricas.

Esto sería un colapso para la teoría, pues de ser así o esta partícula encontrada experimentalmente no puede ser descrita por ella, y tendríamos que meter parches, o toda la teoría está mal.

No sucede ninguna e esas dos cosas, lo que sucede es que hay un número cuántico asociado a los cuarks que no hemos tomado en cuenta, la carga de color. Cada uno de los cuarks puede apaecer con tres colores distintos.

$$\begin{pmatrix} u^a \\ d^a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c^a \\ s^a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t^a \\ b^a \end{pmatrix}, \ a = r, g, b$$

De igual forma explica la existencia del barión

$$\Omega^- = sss$$

Valencia y mar de cuarks en hadrones

El modelo de cuarks en bariones y mesones debemos pensarlo como cuarks de valencia, en realidad los hadrones tienen muchos más cuarks constituyéndolos (un mar de cuarks), que por su disposición se van acoplando y al final aportan poco o casi nada salvo a la masa al hadrón. Los cuarks que dan sus características a cada hadrón son los de valencia, de forma similar a como los electrones de valencia dan muchas de las característica del átomo, sobre todo externas.

Así los bariones son caracterizados por tres cuarks de valencia y los mesones por dos cuarks de valencia. El contenido interior queda amurallado por acoplamientos en espín y color; en ese mar también hay dispersos gluones pero no hay gluones de valencia.

Por sus características de color los gluones, aunque no pueden estar sólos, si pueden unirse con otros gluones y formar *glueballs* (en español las traducen como bolas de gluones). Teóricamente puede existir, hay una evidencia que apunta a su existencia pero aún no podemos decir que exista.

De igual forma otros de esos animales imaginarios en el zoológico de partículas son los mesones formados por dos pares cuark-anticuark o mesones híbridos con un par cuark-anticuark y un gluón. La teoría no impide que existan, pero no se han encontrado, de encontrarse quizá sea abran más preguntas en otras áreas.

El pentaquark es otra de esas posibles partículas hadrónicas, que se ha confirmado puede ser detectada, en los llamados *estados exóticos*. Tienen cinco cuarks de valencia, tres muy similares a los de un barión, y un par cuark anticuark. Los priemros se descubrieron en el *LHCb* en el 2015, los llamados estados $P_c(4380)$ y $P_C(4450)$ en los canales de decaimiento de $J/\psi + p$.

Existen diversos modelos para explicar estos estados:

- Esquema de estado molecular: formado por un mesón y un barión.
- Esuqema dicuark-dicuark-anticuark: los dicuarks orman tripletes de anticolor y el anticurk igual.
- Esquema dicuark-tricuark:

Invariancia de norma y mecanismo de Higgs

Se cree que todas las fuerzas pueden expresarse como teorías de norma, que a su vez son invariantes con respecto a la norma. Es un hecho que todas las teorías de campo para fuerzas básicas son teorías de norma. La conservación de carga, que es una conservación aditiva, es derivada de una invariancia ante una transformación global de norma, pero al agregar la dependencia para una carga no estática la ecuación de Schrödinger sigue siendo invariante incluso para una transformación local de norma. Si recuerdan esta invariancia se asocia a la libertad parcial de elegir el potencial electromagnético.

La invariancia de norma dicta la forma de la interacción y campos vectoriales sin masa. Para que la ecuación de Shrödinger se mantenga invariante ante transformaciones de norma requiere de un potencial vectorial $(A_0, \mathbf{A})$. Para verlo más claro para una transformación de norma local se define una norma covariante (derivaciones covariantes):

$$D_\mu = (D_0, \mathbf{D}) \tag{29}$$

$$D_0 = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{iqA_0}{\hbar c} \tag{30}$$

$$\mathbf{D} = \nabla - \frac{iq\mathbf{A}}{\hbar c} \tag{31}$$

En principio estas nuevas derivadas deben mantener la invariancia. Consideramos las ecuaciones de movimiento para los campos vectoriales

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A_0}{\partial t^2} - \nabla A_0 = \rho = \psi^* q \psi$$
$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A_i}{\partial t^2} - \nabla A_i = \frac{j_i}{c} = \psi^* \frac{q\vec{v}_i}{c}\psi$$

Estas ecuaciones son invariantes bajo la transformación de norma si se impone la condición:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \epsilon(\vec{x}, t)}{\partial t^2} - \nabla^2 \epsilon(\vec{x}, t) = 0 \tag{32}$$

No los voy a marear con todo el desarrollo, pero lo relevante de esto es que al final aparece que esta invariancia de toda la teoría ante las transformaciones de norma sólo sucede sí los bosones de norma no tienen masa.

De esta invariancia local se extiende a la invariancia global, por ello podemos decir que la fase en una función de onda siempre es arbitraria, pero debe ser la misma fase en todos los puntos del espacio tiempo. Por ello estos potenciales vectoriales obtienen una realidad física en la teoría cuántica. Y hay una comprobación experimental de este efecto.

2.1. El efecto Aharanov-Bohm

En ausencia de campo electromagnético la ecuación de onda estacionaria no relativista es:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi_0 = E\psi_0, \tag{33}$$

cuya solución es una onda plana con una fase dada por $\vec{p}\cdot\vec{x}/\hbar$, $\psi_0 = exp(\frac{i\vec{p}\cdot\vec{x}}{\hbar})$.

En presencia de un campo vectorial electromagnético estático, la ecuación estacionaria de Schrödinger se vuelve:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\mathbf{D}^2\psi = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\nabla + \frac{ie\mathbf{A}(\vec{x})}{\hbar c}\right)^2\psi \tag{34}$$

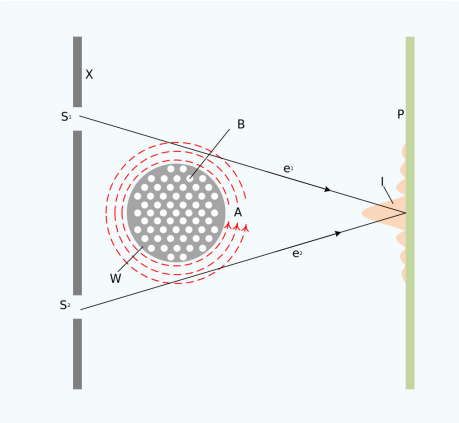


Figura 2: Imagen del experomento de Aharanov-Bohm. Imagen con licencia CC-BY-SA toma de wikipedia

Imaginemos un experimento donde un haz de electrones se hace pasar por dos rendijas creando nuestro ya conocido patrón de difracción. Pero una vez que salen de la rendija se encuentran con un selenoide con campo magnético $\vec{B}(I)$. Lo que se verá en el patrón de difracción es que con el cambio de la corriente el patrón cambiará, porque las fases dependen del potencial vectorial $\vec{A}$.

2.2. Invariancia de norma y teorías no abelianas

¿Qué sucede para el campo débil, donde los bosones de norma pueden tener carga y además masa? Se propone un potencial vectorial con grados de libertad internos. Esto puede darnos algunas propiedades que buscamos en la teoría, pero sigue sin ser invariante de norma.

Lo mismo sucede con la cromodinámica cuántica, que aunque el bosón mediador no tiene masa sí tiene carga.

De quedarse así habría montones de problemas para el desarrollo de la teoría, lo que se propone es un rompimiento espontáneo de las simetrías.

2.3. Mecanismo de Higgs y descubrimiento

Hay dos tipos de rompimiento de simetría, uno es como el caso del isoespín, donde es una *simetría aproximada* que se rompe para interacciones débiles y

electromagnéticas, pero si nos quedamos con la parte de interacción fuerte del hamiltoniano no parece romperse nada. El otro tipo es el *rompimiento espontáneo de simetría*, donde el Hamiltoniano completo si mantiene la simetría, pero el estado base la rompe esto sucede si el estado base del hamiltoniano es degenerado. Elegir un estado de estos sobre los demás rompe la simetría. Un ejemplo es el ferromagneto, el hamiltoniano que lo describe es invariante rotacionalmente, pero al darnos cuenta que los espines del ferromagneto podrían apuntar en cualquier dirección y que en la realidad están alineados, la simetría se rompe. A esto se le llama una simetría escondida.

La invariancia de norma exige que el bosón de norma no tenga mas, cosa que sucede con el fotón y el gluón, pero no así con $W^{\pm}$ y Z_0, además la ecuación de Dirac para poder diferenciar entre espinores, donde habrá una invariancia de norma por dos lados. Pero esto sólo sucede sí los fermiones no tienen masa, muy contrario a lo que sucede en la realidad.

En este punto es donde se propone un rompimiento espontáneo de simetría para que los fermiones tengan masa y aún se mantengan las conservaciones.

3. Temas extras (no tan a fondo)

3.1. CPT

Ya en una sección pasada hablamos del operador de inversión de tiempo, no le dimos mucha atención porque realmente porque no está asociado a él un número cuántico, como si sucede con la paridad o la conjugación de carga, el operador T no se transforma como observable bajo transformaciones unitarias.

Pero su utilidad es para algo posterior, el teorema de Lauders o *teorema CPT*. Si una teoría de interacción de campos es invariante bajo un grupo propio de Lorentz[4], también lo será bajo la aplicación sucesiva, en cualquier orden y combinada, de la conjugación de carga, inversión espacial (paridad) y tiempo. £Qué teorías no son invariantes bajo un grupo propio de Lorentz?

Una consecuencia de la invariancia de CPT es que partícula y antipartícula tienen la misma masa y tiempo de vida media. Si es así, entonces el antiprotón no sólo es bastante masivo (en términos de física de partículas) si no además bastante estable £dónde están?

Si encontramos una violación en esta conservación podemos explicar porque nos faltan antiprotones. Estos estudios se hacen con *átomos antiprotónicos* del tipo $\bar{p}^4He^+$ en el CERN, poniendo cotas a la diferencia de masa

$$\frac{|m_p - m_{\bar{p}}|}{m_p} \leq 10^{-8}. \tag{35}$$

£Qué experimento nos hace sospechar que partículas y antipartículas tienen la misma masa? Esto se hace por *oscilaciones de sabor* en sistemas de mesones neutros. Veamos con kaones neutros.

$$\pi^- + p \to K^0 + \Lambda^0 \tag{36}$$

De acuerdo a nuestra convención, el $\Lambda^0 = uds$ tiene extrañeza 1, por lo que K^0 debe tener extrañeza -1 bien establecida. Pero si la partícula viaja lejos en

[4]Una transformación $\mathbf{A}$ es de Lorentz si cumple $\mathbf{A}^T\eta\mathbf{A} = \eta$ donde η es la métrica del espacio de Minkowski.

el espacio libre, tiene componentes entre 1 y -1 (K_S^0, K_L^0) y sus intensidades oscilan. En los siguientes pasos se medirá el tiempo en el marco de referencia en reposo y se considerará $t = 0$ el momento en que se crea la partícula.

$$|K^0, \vec{p}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K_S^0, \vec{p}\rangle + |K_L^0, \vec{p}\rangle] \tag{37}$$

Aunque se deben hacer correcciones por la violación CP, ahora no nos detendremos en eso. Lo que sí, es que al paso del tiempo se tendrá

$$|K^0, \vec{p}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[a_S(t)\,|K_S^0, \vec{p}\rangle + a_L(t)\,|K_L^0, \vec{p}\rangle] \tag{38}$$

donde $a_\alpha(t) = e^{-im_\alpha t}e^{-\Gamma_\alpha t/2}$ $(\alpha = S, L)$. m_α y Γ_α son la masa y razón de decaimiento de las partículas que se combinan. La primera exponencial solo se refiere al factor oscilante de cualquier estado estacionario, la segunda es referente a que la partícula decae y asegura la probabilidad

$$|\ \frac{1}{\sqrt{2}}a_\alpha(t)\ |^2 = \frac{1}{2}e^{-\Gamma_\alpha t} \tag{39}$$

de hallar a K_S^0 o K_L^0 decae exponencialmente con el tiempo dando una vida media de $\tau_\alpha = 1/\Gamma_\alpha$.

Pero resulta que $\tau_S \ll \tau_L$, para tiempos t tales que $\tau_S \ll t \ll \tau_L$ solo K_L^0 sobrevive, lo que implica mismas intensidades para las componentes K^0 y $\bar{K}^0$. Para observar esto ahora expresamos K_S^0 y K_L^0 en términos de K^0 y $\bar{K}^0$

$$\begin{aligned}
|K_S^0, \vec{p}\rangle &= |K_1^0, \vec{p}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0, \vec{p}\rangle + |\bar{K}^0, \vec{p}\rangle] \\
|K_L^0, \vec{p}\rangle &= |K_2^0, \vec{p}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0, \vec{p}\rangle - |\bar{K}^0, \vec{p}\rangle]
\end{aligned}$$

de nueva cuenta ignorando las correcciones por violación CP. Al paso del tiempo tendremos para el primer caso

$$A_0(t)\,|K^0, \vec{p}\rangle + \bar{A}_0(t)\,|\bar{K}^0, \vec{p}\rangle \tag{40}$$

donde $A_0(t) = \frac{1}{2}[a_S(t) + a_L(t)]$ y $\bar{A}_0(t) = \frac{1}{2}[a_S(t) - a_L(t)]$. Las intensidades estarán dadas por

$$\begin{aligned}
I(K^0) &= |A_0(t)|^2 = \frac{1}{4}[e^{-\Gamma_S t} + e^{-\Gamma_L t} + 2e^{-(\Gamma_S+\Gamma_L)t/2}cos(\delta m t)] \\
I(\bar{K}^0) &= |\bar{A}_0(t)|^2 = \frac{1}{4}[e^{-\Gamma_S t} + e^{-\Gamma_L t} - 2e^{-(\Gamma_S+\Gamma_L)t/2}cos(\delta m t)]
\end{aligned}$$

donde $\delta m = |m_S - m_L|$

3.2. Más allá del modelo estándar

Como esta es física aún en investigación, sin muchas certezas y partiendo de varias conjeturas, sólo nos centraremos en tres áreas y de manera muy platicada

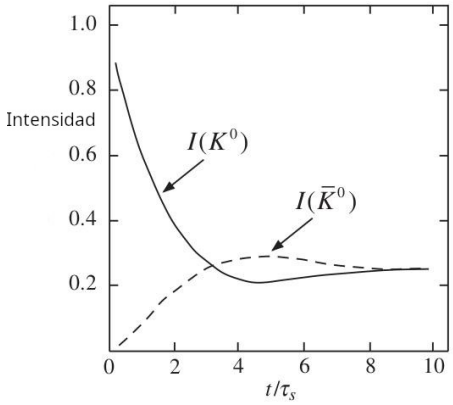


Figura 3: Intensidades de los kaones neutros, imagen tomada del libro de Martin y Shaw[3]

3.2.1. Gran Unificación

Si deseamos unir la fuerza nuclear fuerte en una misma con la electrodébil surge un problema mayor que tiene que ver con las intensidades de amabas fuerzas, tan desequilibradas.

Definimos un factor de escala energía-momento

$$\mu^2 \equiv ||\vec{q}|^2 - E_q^2| \tag{41}$$

$\vec{q}$ es la cantidad de momento transferida entre partículas. El acoplamiento de la fuerza nuclear fuerte decrece con μ^2, mientras la unificación electrodébil varía mucho más lento. La teoría dicta que para una μ^2 muy grande estos acoplamientos deben coincidir, en particular en un valor $\mu^2 = M_X^2$ llamada la *masa de unificación* del orden de $10^{15} GeV/c^2$.

Georgi y Glashow en 1974 proponen una familia ampliada $(d_r, d_g, d_b, e^+, n\bar{u}_e)$, y así como los primeros tres pueden transformarse entre ellos emitiendo un gluón, y el positrón y el neutrino emitiendo un $W^{\pm}$, ahora un d puede decaer a un e^+ o $\bar{\nu}_e$ emitiendo un nuevo bosón de norma X y Y con carga de $-4/3$ y $-1/3$ respectivamente, y masa del orden de la masa de unificación.

No parece ser una ventaja, pero hay algo más que nos hace sospechar de que es un camino posible. La cuestión de asignarle cargas fraccionarias a los cuarks no queda muy claro, esto se deriva de una importante pregunta £porqué el protón y el electrón tienen la misma carga?

Lo que vemos es que en la familia ampliada de Georgi y Glashow la suma de la carga de todas las partículas da 0.

Pero en este caso hipotético, el protón sería inestable y decaería liberando alguno de estos nuevos bosones de norma

$$p \to \pi^0 + e^+$$
$$p \to \pi^+ + \bar{\nu}_e$$

Ahora no se conservaría el número bariónico ni el leptónico, pero la combinación de ambos sí. A partir de esta teoría el tiempo de vida media de un protón estaría entre los $10^{29} - 10^{30}$ años. Para ver uno de estos decaimientos del protón se necesitaría cerca de una tonelada de hierro.

3.2.2. Supersimetría

Para justificar que el protón sea inestable, así como otras cosas que se derivan de la teoría, se propone una simetría extra, la *supersimetría*, donde cada partícula tiene su compañero supersimétrico, igual en todos los aspectos salvo el espín.

Los leptones y los cuarks tendrían compañeros supersimétricos con espín 0, y los bosones de espín 1 como los fotones tendrían compañeros supersimétricos de espín 1/2. A los compañeros supersimétricos de los fermiones se les agrega una *s* al principio, habiendo scuarks, selectrones, smuones y staus. A los bosones se les agrega un ino al final, habiendo Wino, Zino, fotinom gluino y Higgsino.

Referencias

[1] Henley, Ernest M., García, Alejandro "Subatomic Physics", Tercera edición, World Scientific Publishing Co., 2007.

[2] Das, A., Ferbel, T. "Introduction to Nuclear and Particle Physics", Segunda edición, World Scientific Publishing Co., 2003.

[3] Martin, B.R., Shaw, G. "Particle Physics" 3a edición, John Wiley & Sons Ltd., 2008

[4] Mutuk, Halil "In the pursuit for the nature of the $P_c(4457)$ and related pentaquarks", arXiv `https://arxiv.org/abs/2411.16486` (2024)